

## <資料> 固定層流体・固体等温反応操作の基礎式の解法

著者	森山 昭
雑誌名	東北大学選鉱製錬研究所彙報 = Bulletin of the Research Institute of Mineral Dressing and Metallurgy, Tohoku University
巻	26
号	2
ページ	152-152
発行年	1971-03-29
URL	<a href="http://hdl.handle.net/10097/32603">http://hdl.handle.net/10097/32603</a>

# 固定層流体・固体等温反応操作の基礎式の解法

森 山 昭\*

前文に引用した文献<sup>188)</sup>において、著者は、前文中の式(30)、(31)に相当する固定層等温非触媒反応操作の基礎式を厳密に解く方法を示したが、これに前後して Ozawa<sup>187)</sup>も Legendre 変換に基づくこの問題の解法を報告している。

この問題は、さらに、別の解法によっても同一の解式を導くことが可能である。

著者が前報<sup>188)</sup>で使用した記号に基づけば、前文中の基礎式(30)および(31)式は、つぎの(1)および(2)式の形に表わされる。

$$\frac{\partial \zeta}{\partial \tau} + \frac{\partial \zeta}{\partial \eta} = -R(f) \zeta \cdots \cdots (1)$$

$$\frac{\partial f}{\partial \tau} = \delta R(f) \zeta \cdots \cdots (2)$$

$\zeta$ ,  $f$  は流体側無次元濃度および粒子反応率、また、 $\tau$ ,  $\eta$  は無次元時間および距離である。 $\delta$  は化学量論的無次元変換定数、 $R(f)$  は速度定数および平衡定数を含む  $f$  の無次元関数である。

前報<sup>188)</sup>にしたがい、 $\xi = \tau - \eta$  の変換により、(1), (2)式は(3), (4)式となる。

$$\frac{\partial \zeta}{\partial \eta} = -R(f) \zeta \cdots \cdots (3)$$

$$\frac{\partial f}{\partial \xi} = \delta R(f) \zeta \cdots \cdots (4)$$

$$(4) \text{式から} \quad \zeta = \frac{1}{\delta R(f)} \cdot \frac{\partial f}{\partial \xi} = \frac{1}{\delta} \cdot \frac{\partial}{\partial \xi} \int \frac{df'}{R(f')} \cdots \cdots (5)$$

(5)式を(3)式に代入すると、

$$\frac{\partial^2}{\partial \eta \partial \xi} \int \frac{df'}{R(f')} = -\frac{\partial f}{\partial \xi} \cdots \cdots (6)$$

(6)式を  $\xi$  に関して  $\xi = 0 \sim \xi$  まで積分して、

$$\frac{\partial}{\partial \eta} \int \frac{df'}{R(f')} - \left[ \frac{\partial}{\partial \eta} \int \frac{df'}{R(f')} \right]_{\xi=0} = f(\eta, 0) - f(\eta, \xi) \cdots \cdots (7)$$

左辺第2項は零、また、右辺第1項は初期反応率  $f_0$  であるので、(7)式から、

$$f_0 - f(\eta, \xi) = \frac{\partial}{\partial \eta} \int \frac{df'}{R(f')} = \frac{1}{R(f)} \cdot \frac{\partial f}{\partial \eta} \cdots \cdots (8)$$

したがって、 $\xi = \text{const}$  の条件で  $\eta = \eta^* \sim \eta$  まで積分することにより、

$$\eta^* - \eta = \int \frac{f(\eta, \xi)}{f(\eta^*, \xi)} \frac{df'}{(f' - f_0) R(f')} \cdots \cdots (9)$$

が導かれる。粒子と流体との反応形式によって、流体の流入部でつねに新鮮な反応流体にさらされる粒子の反応が有限時間内で完結する場合と無限大時間で完結する場合がある。

前者の場合には、 $\eta^*$  は必ずしも零にとどまらないが、後者の場合は、つねに  $\eta^* = 0$  である。

$\eta^* = 0$  の場合には、流体濃度は  $\zeta(0, \xi) = \zeta_0(\xi)$  となり、(4)式に基づき、

$$\int_{f_0}^{f(0, \xi)} \frac{df'}{R(f')} = \delta \int_0^{\xi=\tau} \zeta_0(\xi') d\xi' \cdots \cdots (10)$$

が導かれ、(9)式右辺の積分下限、 $f(\eta^*, \xi) = f(0, \xi)$  が  $\xi$  の関数となる。

一方、 $\eta^* > 0$  の場合には、 $f(\eta^*, \xi) = 1$  となるが  $\eta^*$  そのものが、

$$\eta^* = \frac{\delta}{1 - f_0} (\xi - \xi_0) = \frac{\delta}{(1 - f_0) + \delta} (\tau - \tau_0) \cdots \cdots (11)$$

となつて、 $\xi$  の関数となる。ここで  $\xi_0$  は流体入口部での粒子反応率の完結時間に相当する。こうして、(9)式に基づき、任意の  $(\eta, \xi)$ 、したがって、 $(\eta, \tau)$  に関する粒子反応率  $f$  が正確かつ比較的容易に計算できる。

流体反応物濃度については、(3)式と(8)式とを組み合わせることにより、次式の関係が導かれる。

$$\zeta(\eta, \xi) = \frac{f(\eta, \xi) - f_0}{f(\eta^*, \xi) - f_0} \zeta_0(\xi) \cdots \cdots (12)$$

(12)式に基づき、先述の方法で求まる  $f(\eta^*, \xi)$  および  $f(\eta, \xi)$  の値から簡単に  $\zeta(\eta, \xi)$  が計算される。 $\eta^* > 0$  の場合で、 $f(\eta^*, \xi) = 1$  なら、(12)式は(13)式となる。

$$\zeta(\eta, \xi) = \frac{f(\eta, \xi) - f_0}{1 - f_0} \zeta_0(\xi) \cdots \cdots (13)$$

多くの場合にそうであるように、もし、 $f_0 = 0$  で  $\zeta_0(\xi) = 1$  とすることができるなら、(13)式は(14)式となる。

$$\zeta(\eta, \xi) = f(\eta, \xi), \quad \eta^* > 0 \cdots \cdots (14)$$

すなわち、任意の時間、任意の場所における粒子反応率と流体反応物の無次元濃度は、まったく等しいことになる。これを層頂部、すなわち、流体の出口部について考えれば、流体の未反応率は層頂部の粒子反応率に等しいということになる。

さいごに、層平均粒子反応率  $\bar{f}(\xi)$  は、(8)式の  $\eta$  に関する積分によって次式で与えられる。

$$\bar{f}(\xi) = (1 - \eta^*) f_0 + \eta^* - \int \frac{f(1, \xi)}{f(\eta^*, \xi)} \frac{df'}{R(f')} \cdots \cdots (15)$$

\* 名古屋工業大学附属材料開発研究施設